

# 入射波の方向分散を考慮した拘束長周期波の推定と 自由長周期波の伝播特性

山村易見\*・青木伸一\*\*・舟橋 香\*\*\*

## 1. はじめに

係留船舶の長周期動揺や港湾の航路埋没等, 浅海域での諸問題に強く関係することが指摘されている長周期波の発生機構に対して種々の理論が提案されている(例えば, Longuet-Higgins and Stewart, 1964; Symondsら 1982). その中でも, 波の非線形干渉により生じる長周期波(拘束波)は理論的に導くことができるため, この拘束波の精度よい推定が, 観測値に内在する自由波の特性解明には必須であると考えられる。また, 実測結果によると, 浅海域においても長周期波の伝播方向は複雑(例えば, 佐藤, 1997)で, 長周期水位変動のみを用いた従来の解析では, これらの伝播特性を明らかにすることが難しい。

そこで, 本研究では, 砕波帯外で観測した水位変動と 2 成分流速変動の時系列をもとに, 成分波の方向分散を考慮した 2 次干渉理論から拘束波の流速変動を推定し, 観測された長周期流速変動との残差として求めた自由波流速の時系列を 2 地点で比較することにより, その伝播特性について検討した。

## 2. 波浪特性および長周期水面変動の増幅特性 (1998 年観測データ)

解析に使用した現地波浪データは, 愛知県渥美半島太平洋岸に位置する赤羽根漁港沖において, 1996~1998 年の秋に実施した波浪観測で取得したものである。96, 97 年の観測概要および波浪特性については, 著者らの前報(青木ら, 1997; 山村・青木, 1998)に詳しい。図-1 は, 各年の波浪観測位置を示したものであるが, 98 年は, St. 5-98, St. 6-98 に波高計を設置し, 9 月 5 日~10 月 1 日の期間, 観測を行った。St. 5-98, St. 6-98 での観測項目および測定頻度については, St. 5-98 が St. 3-97 と, St. 6-98 が St. 4-97 とそれぞれ同様である(山村・青木, 1998 参照)。なお, 波高計設置位置の平均水深  $d$  は, St. 5-98 が  $d=12.7$  m, St. 6-98 が  $d=11.4$  m であった。

図-2 は, St. 5-98 に設置した超音波水位計のデータか

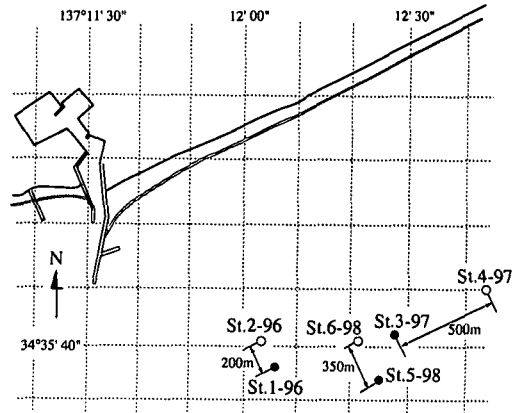


図-1 波高計設置位置

ら求めた, 98 年観測期間中の有義波高  $H_{1/3}$  [m], 有義波周期  $T_{1/3}$  [s], および周期 30~300 秒の長周期波成分の標準偏差  $\eta^l_{rms}$  [cm] の経時変化を示したものである。ただし, 台風 9805, 9808, 9807 号による波高のピーク時には, 超音波水位計が正常な動作をしていなかったため,  $H_{1/3}$  および  $T_{1/3}$  については, 水圧波形から求めた値との比が時間的に連続に変化すると仮定した推定値を,  $\eta^l_{rms}$  については線形理論より, 水圧波形から求めた値をプロットしている。図より, 計 4 回の台風の接近に応じて  $\eta^l_{rms}$  に増幅がみられ, 特に台風 9805, 9807 号による増幅が顕著であることがわかる。図-3 は,  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の積と  $\eta^l_{rms}$  の関係を 96, 97 年の結果も併せて示したものであるが, 台風 9805, 9807 号来襲時に rms 値で 30 [cm] 近くにおよぶ大きな長周期水位変動が観測されたにもかかわらず, 過去 2 年間の観測結果と同様,  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  の積との間に線形的な関係がみられた。

## 3. 拘束波の推定理論と数値シミュレーション

### (1) 理論式

各成分波の進行方向が異なる場合の 2 次干渉による長周期波については, 既にいくつかの理論式が提案されている(例えば, 浜田, 1964; Sand, 1982; 木村, 1985)。本研究では, 観測データから拘束波流速変動を推定するため, 図-4 に示すような左手座標系において, 水面変動

\* 学生会員 工修 豊橋技術科学大学大学院環境・生命工学専攻  
\*\* 正会員 工博 豊橋技術科学大学助教授 建設工学系  
\*\*\* 工修 運輸省第五港湾建設局 沼水港湾工事事務所

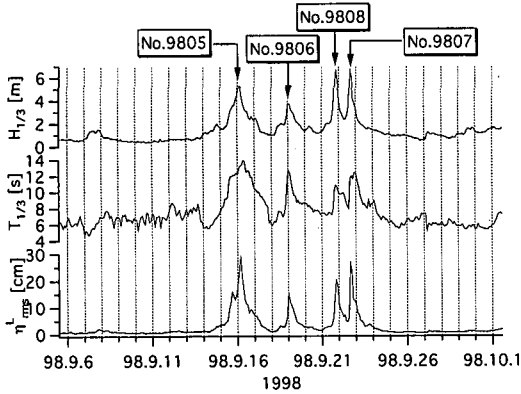


図-2 波浪特性の経時変化

$\eta = \eta(x, t)$  を式 (1) のように表した。

$$\eta = a_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x}) + b_1 \sin(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x}) + a_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x}) + b_2 \sin(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x}) \dots (1)$$

ここで、式(1)における  $\vec{x} = (x, y)$  は位置ベクトル、 $a_i, b_i, \omega_i, \vec{k}_i = (k_i \sin \theta_i, k_i \cos \theta_i)$  (for  $i=1, 2$ ) はそれぞれ第  $i$  成分波の振幅、角周波数、波数ベクトルを表している。式(1)を2次の自由表面条件に代入することにより、成分波の非線形干渉により生じる長周期波の速度ポテンシャル  $\Phi_L$  を求めた。結果のみを示すと、 $\Phi_L$  は式(2)のように表される。

$$\Phi_L = A \frac{\cosh \Delta k(z+h)}{\sinh \Delta k h} [(b_1 a_2 - a_1 b_2) \cos(\Delta \omega t - \Delta \vec{k} \cdot \vec{x}) - (a_1 a_2 + b_1 b_2) \sin(\Delta \omega t - \Delta \vec{k} \cdot \vec{x})]$$

$$A = \frac{1}{-\Delta \omega^2 \coth |\Delta \vec{k}| h + |\Delta \vec{k}| g} \left[ \frac{1}{2} \omega_1^3 (\coth^2 |\vec{k}_2| h - 1) - \frac{1}{2} \omega_1^3 (\coth^2 |\vec{k}_2| (h-1) - \omega_1 \omega_2 \Delta \omega \cdot (1 + \cos \Delta \theta \coth |\vec{k}_1| h \coth |\vec{k}_2| h)) \right] \dots (2)$$

ここで、式(2)における  $\Delta \vec{k}, \Delta \omega, \Delta \theta$  はそれぞれ、成分波間の波数ベクトル、角周波数、進行角度の差を表している。なお、式(2)は浜田(1964)の理論式の拡張形であり、水面変動  $\eta$  を単一正弦波の重ね合わせ(式(1),(2)において  $b_1 = b_2 = 0$ )で表現し、若干の変形を行うことで浜田(1964)の式と一致する。

(2) 方向分散を考慮した拘束波流速変動の近似計算法

現地で観測される波浪は、様々な周波数および方向の波が重なったものであるが、観測データから位相情報も含めた形でこれらを抽出することは難しい。そこで本研究では、同じ周波数をもつ成分波の伝播方向をその主波向で代表させることにより、方向分散を近似的に考慮することを考えた。この方法の妥当性について検討するた

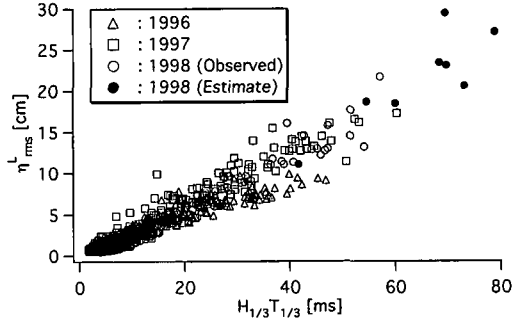


図-3  $\eta_{rms}^L$  と  $H_{1/3} T_{1/3}$  の関係

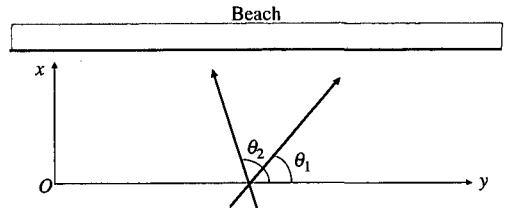


図-4 座標系の定義

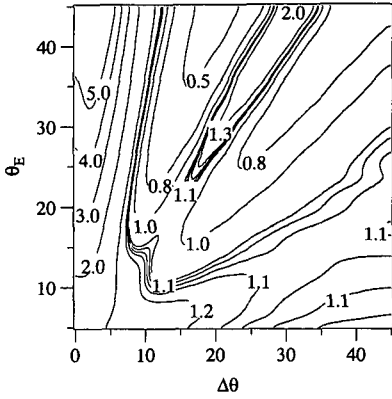
めに、以下のような数値シミュレーションを行った。

簡単のために、 $y$  軸からの偏角  $\theta_1, \theta_2$  で進行する2つの異なる周波数をもつ正弦波からなる波  $\eta_A$ 、および成分波が主波向  $\theta_1, \theta_2$  のまわりにそれぞれ  $n_1, n_2$  個の方向に分散して進行している波  $\eta_B$  を考える。これらの水面変動は、式(3),(4)のように表される。

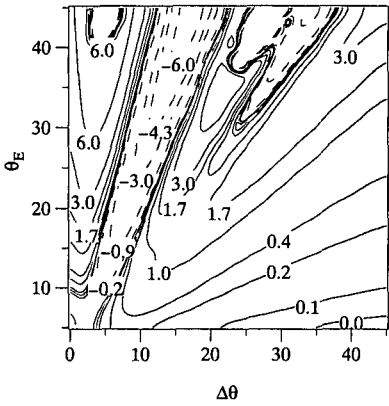
$$\eta_A = a_1 \cos(\omega_1 t - \vec{k}_1 \cdot \vec{x}) + a_2 \cos(\omega_2 t - \vec{k}_2 \cdot \vec{x}) \dots (3)$$

$$\eta_B = \sum_{i=1}^{n_1} a_{1i} \cos[\omega_1 t - \vec{k}_{1i} \cdot \vec{x} - \varepsilon_i] + \sum_{j=1}^{n_2} a_{2j} \cos[\omega_2 t - \vec{k}_{2j} \cdot \vec{x} - \varepsilon_j] \dots (4)$$

ただし、 $\eta_A$  と  $\eta_B$  は  $\vec{x} = \vec{0}$  の点で波形が一致するものとする。 $a_1$  と  $a_{1i}, a_2$  と  $a_{2j}$  については波のエネルギーが等しいという関係で結ばれるが、 $\varepsilon_i, \varepsilon_j$  については、波形を一致させるために各方向に進行する成分波の位相を適当に与える必要がある。この  $\eta_A, \eta_B$  について、 $\eta_B$  を真値、 $\eta_A$  をその近似表現とみなして、式(2)より求めた拘束波の岸沖方向流速  $u^L$  の  $\vec{x} = \vec{0}$  における時系列を比較した。なお、方向分布関数については、光易型の方向分布関数を用い、分布の幅をそれぞれ主波向まわりに  $\pm 90[\text{deg}]$  とし、刻み幅を  $0.5[\text{deg}]$  (方向波の成分数  $n = n_1 = n_2 = 361$ ) と設定した。計算条件は、水深  $h = 13[\text{m}]$ 、低周波数側の周波数  $f_2 = 0.1[\text{Hz}]$ 、非線形干渉により生じる拘束波の周波数  $\Delta f = 0.01[\text{Hz}]$  であり、高周波数側の主波向  $\theta_1$  を岸沖方向 ( $\theta_1 = +90[\text{deg}]$ ) に固定し、進行方向の差  $\Delta \theta[\text{deg}]$  および方向集中度合いを変化させ



(a) 振幅比



(b) 位相差

図-5 近似値と真値の比の分布

てシミュレーションを行った。図-5(a), (b)はこの結果を示したものである。両図とも横軸に主波向の差  $\Delta\theta(=\theta_1-\theta_2)$  を、縦軸に方向集中度を表す指標としてエネルギーの90%を含む主波向を挟む角度  $\theta_E$  をとっており、図-5(a)には  $u^l$  の真値 ( $\eta_B$  に対する干渉波) に対する近似値 ( $\eta_A$  に対する干渉波) の振幅比を、(b)には  $u^l$  の真値と近似値の位相差 [s] をそれぞれコンターとして示してある。ここに正の位相差は、近似値の位相が進んでいることを示している。図(a)より、主波向の差 ( $\Delta\theta$ ) が小さい場合、近似値はその方向集中度合いによらず振幅を過大評価する傾向にあるが、 $\Delta\theta > 20$  [deg.] かつ  $\theta_E < 20$  [deg.] の範囲では両者の比は1に近い値を示す。また図(b)より、位相差についても近似値の振幅が真値よりも大きくなる場合にその位相が遅れる傾向にあるが、発生する拘束波の周期に対する比としては数%のオーダーであり、それほど大きくない。このように、様々な方向に進行する成分波をその主波向で代表させる方法では、 $\Delta\theta$  が小さい場合には実際の拘束波を振幅、位相ともに再現することは難しいものの、成分波が同一方向に

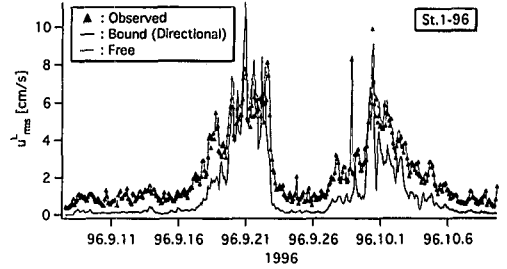


図-6 岸沖方向流速のrms値の経時変化 (96年、主波向を考慮)

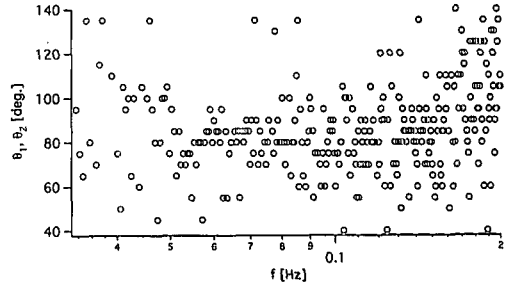


図-7 主波向の周波数分布

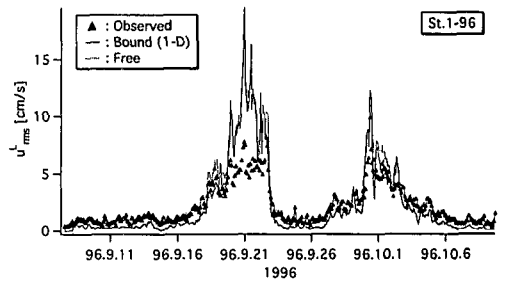


図-8 岸沖方向流速のrms値の経時変化 (96年、1方向伝播を仮定)

進行する(両図において  $\Delta\theta=0$ ) と仮定した場合に比べ、その振幅は真値に近づき、前述の範囲では方向分散を正確に考慮したものと大きな差はないことがわかる。

#### 4. 観測データにおける拘束波の推定と自由波の伝播特性

ここでは前節で示した近似推定法を用いて、各成分波がそれぞれある主波向をもって進行すると仮定して観測データから拘束波の流速変動を推定した。なお、今回は岸沖方向流速  $u$  についてのみ取り扱うこととし、汀線直角方向に波高計を配置した96年の観測データに対して解析を行った。

図-6は、それぞれ96年の観測データをもとに、近似推定法により計算した拘束波、観測波およびそれらの残

差として定義した（みかけ上の）自由波の岸沖方向流速のrms値の経時変化をみたものである。なお、観測波については周期30~300[s]の成分を対象とし、拘束波も観測波と同様、周期が30~300[s]の範囲に入る成分とした。計算に用いた短周期の成分波は、周期5~30[s]である。主波向は数値フィルターを用いて抽出した各周波数成分の流速変動から、 $y$ 軸からの偏角(図-4における $\theta_1$  or  $\theta_2$ )の頻度分布を5[deg.]刻みで算出し、最頻の中央値とそれぞれ定義した。図-7は、主波向の周波数分布を高波浪時を例にとり示したものであるが、この場合多くの周波数成分は、その平均的な主波向から約 $\pm 20$ [deg.]の範囲にあることがわかる。一方、エネルギーの90%を含む主波向を挟む角度 $\theta_E$ については、図-7より広い範囲に分布する傾向にあった。図-8は全ての周波数成分が岸沖方向に伝播していると仮定し、同様の計算を行った結果を示したものである。図-6と図-8の比較より、1方向（岸沖）伝播を仮定した拘束波流速は、高波浪時には観測波の2倍程度にまで過大評価しているのに対し、主波向を考慮した拘束波流速は観測波以下、もしくは同程度にまで下がっており、前節における数値シミュレーションの傾向と一致する。しかしながら、両図とも、観測波と拘束波の残差として定義される自由波については、両者の位相のずれが大きいため、観測波および拘束

波と同程度の値となっている。図-9は、一次元伝播を仮定した場合と方向分散を考慮した場合の拘束波流速の時系列を高波浪時を例にとり比較したものであるが、成分波の主波向を考慮することにより振幅は減少するものの、両者の位相については概ね対応していることがわかる。また、図-10は図-9と同様のデータに対して、主波向を考慮した拘束波、自由波の時系列の比較を観測波および短周期成分波の水面変動と共に示したものであるが、観測波と拘束波の位相がずれていることおよび自由波の振幅が観測波と同程度であることが確認できる。

次に、岸沖方向に配置した2点間の観測波、拘束波および自由波の時系列の相互相関をとることにより、その伝播特性について検討した。図-11は、96年の観測結果について2点間(St.1-96, St.2-96)の相互相関係数 $R(\tau)_{\max}$ およびそれが発生する位相差 $\tau$ [s]の経時変化を観測波、主波向を考慮した拘束波および自由波について比較したものである。ただし、 $R(\tau)_{\max}$ については、0.6以上の値のみをプロットしてある。なお、解析を行うにあたり、前報(山村・青木, 1998)と同様に周期100~200[s]の成分のみを抽出した時系列を使用した。また、位相差 $\tau$ [s]については、正值が沖向きに進む成分が卓越していることを示している。図より、相関が最大となる $\tau$ [s]は、拘束波については約-20[s]前後に、自由波については

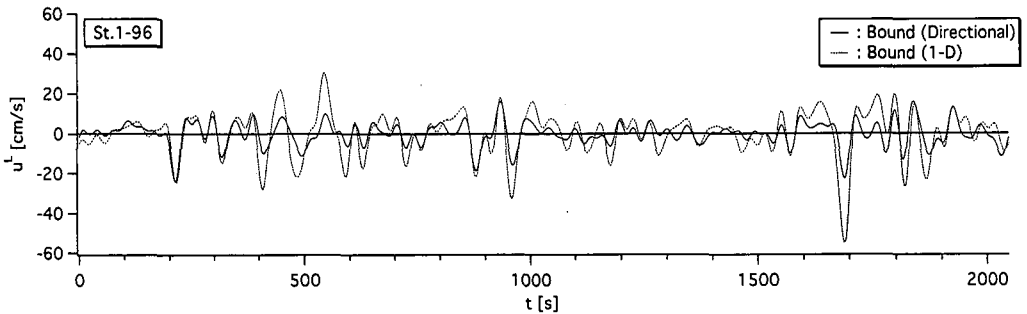


図-9 長周期流速変動の比較（多方向伝播と1方向伝播）

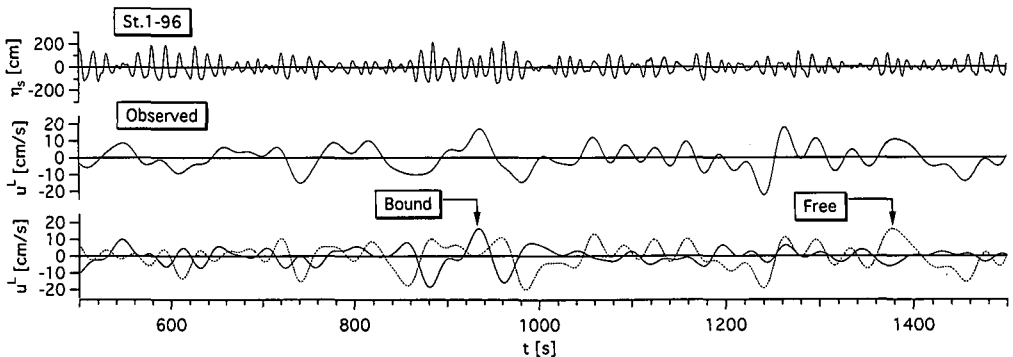


図-10 拘束波および自由波に時系列の比較

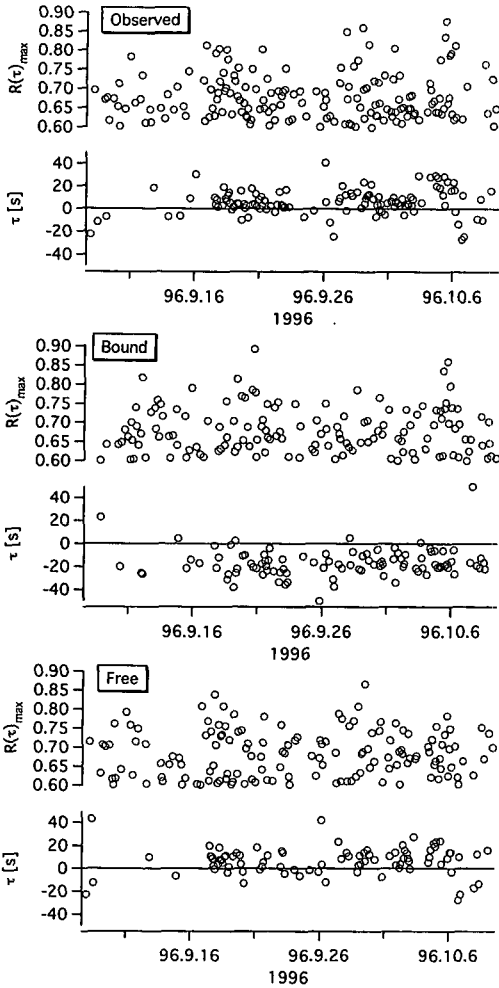


図-11 2地点間の流速変動の相互関係係数と位相差の比較

0~20 [s]の範囲に入っており、拘束波は岸向きに、自由波は沖向きに伝播する成分が卓越する傾向にあることがわかる。

## 5. おわりに

本研究では、成分波の主波向のみを考慮して拘束波を計算する近似推定法を提案し、観測波と拘束波の残差として定義した自由波に対する伝播特性について、砕波帯

外で観測した流速データをもとに検討した。得られた主な知見を以下に示す。

(1) 98年の観測では、rms値で30 [cm]におよぶ大きな長周期水面変動が観測されたが、その振幅は過去2年間の結果と同様、有義波高と有義波周期の積との間に線形的な関係がみられた。

(2) 成分波の方向分散を考慮することにより、拘束波の大きさは観測波以下もしくは同程度となるが、位相のずれが大きいために両者の残差として定義した自由波も両者と同程度の大きさとなる。

(3) 岸沖方向に200 m離れた2地点で、拘束波および自由波の流速変動に対する相互相関係数を求めると、相関が最大となる位相差は拘束波については約-20 [s]前後に、自由波については0~20 [s]の範囲に入っており、拘束波は岸向きに、自由波は沖向きに伝播している成分が卓越する傾向にあることが確認できた。

本研究は、科学研究費基盤研究(B)「外洋に面した海岸・港湾における水理学的諸問題に関わる現地調査と観測データの公開, No. 08555129」の一環として行ったものであり、測定した波浪データは、Web上に公開されている (<http://hydromac.tutrp.tut.ac.jp/coconut.html>)。

## 参考文献

- 青木伸一・喜岡 渉・山村易見・相川久紀・舟橋 香 (1997): 台風の通過に伴う沿岸長周期波の増幅と伝播に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 216-220.
- 木村 晃 (1985): 非線形長周期波の2次元スペクトル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 155-158.
- 佐藤慎司 (1997): 浅海域における長周期流速変動の発達特性, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 256-260.
- 浜田徳一 (1964): 表面波の2次干渉, 第11回海岸工学講演会講演集, pp. 12-18.
- 山村易見・青木伸一 (1998): 外洋に面した小規模港湾内外における長周期波の挙動, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 311-315.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. S. Stewart (1964): Radiation stress in water waves; a physical discussion, with applications, Deep-Sea Research, Vol. 11, pp. 529-562.
- Sand, S. E. (1982): Long waves in directional seas, Coastal Eng., Vol. 6, No. 3, pp. 195-208.
- Symonds, G., D. A. Huntley, and A. J. Bowen (1982): Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint, J. Geophys. Res., Vol. 87, No. C 1, pp. 492-498.